



TITLE:

半導体レーザーにおけるモード競合(非線形揺動と秩序化過程,科研費研究会報告)

AUTHOR(S):

川久保, 達之

---

CITATION:

川久保, 達之. 半導体レーザーにおけるモード競合(非線形揺動と秩序化過程,科研費研究会報告). 物性研究 1986, 45(6): 23-26

ISSUE DATE:

1986-03-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91909>

RIGHT:

半導体レーザーの利得の波長依存性はかなりゆるく沢山のモードが殆ど同じ利得をもっているが、発振するのはそのうちの一つのモードに限られている。図1にダブルヘテロ型レーザーダイオードのいろいろな注入電流でのモードスペクトルを示す。<sup>1)</sup> 実線は全出力である。34～35 mAの注入電流が発振のしきい値であるが、しきい値以下では多くのモードが成長するのに対し、しきい値を越えると発振モード（0とラベルしたモード）のみが他のモードを押さえて成長する。<sup>2)</sup> 図1のモードスペクトルは最大強度の値で規格してあるので各モードの出力強度が電流と共にどう変わるかはわからない。そこでモード出力の電流依存性を示したのが図2である。<sup>1)</sup> サブモード（+1、-1、-2など）はしきい値を越えると一旦僅かに減少し、それ以後の成長はにぶくなる。

ところで利得のモード依存性従って波長依存性のカーブ（利得プロファイル）は注入電流を増加させると図3に示すようにそのピーク的位置が長波長側へシフトしていくことが知られている。これは注入電流の増加によって温度が上昇し、その結果バンドギャップが縮まるためと考えられているが、この利得プロファイルの変化のために

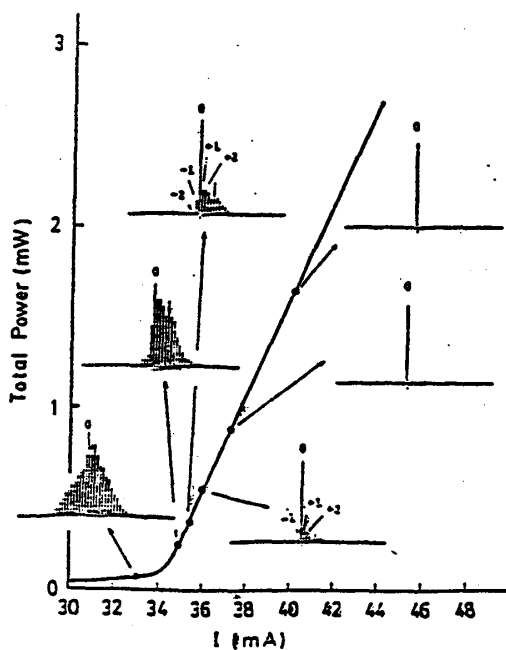


図1 いろいろな電流値でのモードスペクトル<sup>1)</sup>

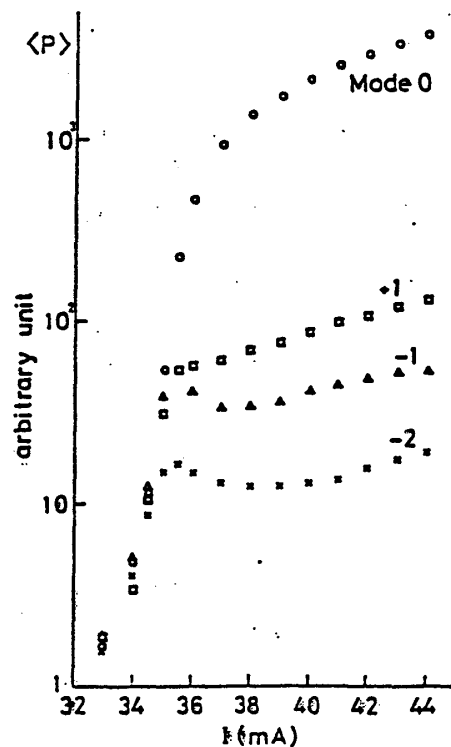


図2 各モードの出力強度の電流依存性<sup>1)</sup>

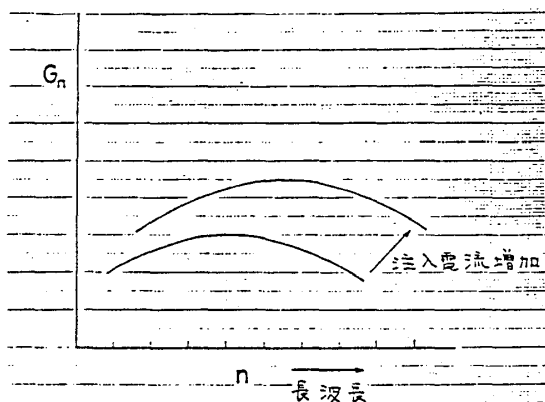


図3 電流による利得プロファイルの変化

電流の増加と共に発振モードが長波長の別のモードに跳び移るという現象がある。モードホッピングと呼ばれるこの現象は注入電流を変えずにレーザーダイオードの温度を変えても起るがその一例を図4に示す。<sup>3)</sup>  $2.9^{\circ}\text{C}$ で発振しているモードを0とすれば温度の上昇と共に次々と別のモードに発振が移り、 $31.1^{\circ}\text{C}$ ではモード17が発振している。この間すべてのモードが次々と発振するとは限らず $13.5^{\circ}\text{C}$ のあたりではモード2からモード3、4、5、6をスキップしてモード7に跳んでいる。また各モード間のホッピングは温度を下げるときは別の温度で起り履歴がある。

そこで非線形性によるモード間の結合を考慮した発振器モデルに基づくシミュレーションによって上に述べた実験事実を説明することを試みた。まず半導体レーザーの活性層を

図5に示すような増幅作用をもつ部分と反射によるfeedbackの部分からなりとし、光の電界Eはこのループをまわりながら成長していくと仮定する。即ち電界E

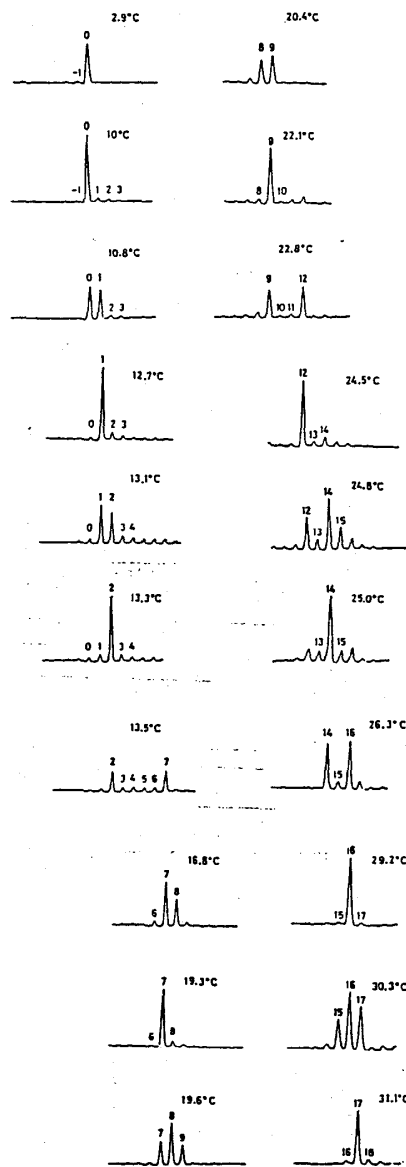
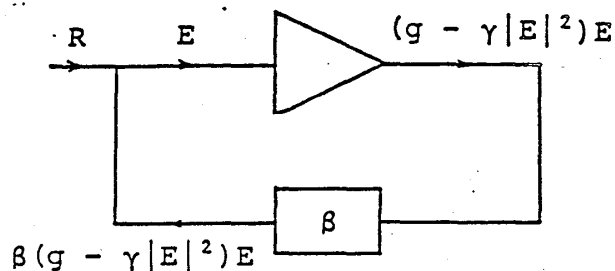


図4 モードホッピング<sup>3)</sup>

図5 活性層の共振器モデル



は  $g - \gamma |E|^2$  倍 ( $g$  は増幅率の線形項、 $\gamma |E|^2$  は非線形項を表わす) に増幅され、フィードバックによって  $\beta$  倍され、自然放出によるランダムな電界  $R$  が加わって次のステップに移り同じことを繰り返す。半導体レーザーの活性層の縦方向の長さは  $300 \mu\text{m}$  程度であるから、実際に光の信号電界が共振器の中を往復する時間即ち図 5 で  $E$  がループを一まわりする時間はピコ秒のオーダーである。

$I + 1$  番目のステップでの電界  $E(I + 1)$  を  $I$  番目のステップでの電界  $E(I)$  で次のようにあらわす。

$$\begin{aligned} E(I + 1) &= \beta(g - \gamma |E(I)|^2) E(I) + R(I) \\ &= (G - \Gamma |E(I)|^2) E(I) + R(I) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで  $G = \beta g$ ,  $\Gamma = \beta \gamma$  であり、自然放出によるランダム電界は

$$R(I) = |R(I)| e^{i\theta(I)} \quad (2)$$

のようにランダムな振幅  $|R(I)|$  とランダムな位相  $\theta(I)$  とからなり  $|R(I)|$  としては正規乱数、 $\theta(I)$  としは  $0 \sim 2$  の一様乱数をとる。

さて、活性層は共振器であってその中にたつモードはとびとびの固有の波長、従って固有の角振動数をもつものに限られる。そこで電界を

$$E = \sum_n (\tilde{E}_n e^{in\Delta\omega t} + \tilde{E}_n^* e^{-in\Delta\omega t}) \quad (3)$$

のように展開する。ここで  $\Delta\omega$  は活性層の長さ  $l$  とその中での光速  $c$  によって

$$\Delta\omega = \pi c / l \quad (4)$$

で与えられる。(3) を (1) に代入し、非線形項で  $n\Delta\omega$  の位相をもつものだけを選ぶと

$$\begin{aligned} \tilde{E}_n(I + 1) &= \left\{ G_n - 6\Gamma \sum_{m \neq n} |\tilde{E}_m(I)|^2 - 3\Gamma |\tilde{E}_n(I)|^2 \right\} \tilde{E}_n(I) \\ &\quad + R(I) \end{aligned} \quad (5)$$

となる。線形利得  $G_n$  はモードによって異なるが非線形係数  $\Gamma$  はモードによらず一定とし、また実際に競合に与かるモードは 10 個程度なので  $R(I)$  もモードによらず共通とした。利得プロファイルとして図 6 (a) に示すように  $n = 3$  で最大となるような形を仮定し、 $E_n$  の初期値をすべて 0 とし 9 個の連立定差方程式を解くと各モ

ードのパワー  $P_n = |\tilde{E}_n|^2$  は図 6 (b) に示すような時間発展 ((5) 式における  $I$  が時間に対応する) をする。これによると  $n=2$  や  $n=4$  のモードも一旦は成長しかかるが、やがて減衰し最後には  $n=3$  のモードのみが成長する。これは非線形性からくる (5) 式の右辺第 2 項と第 3 項の係数で前者が後者より大きい (6 : 3)、一つのモードの出力が成長を抑制する度合は自分自身へよりも他モードに対する方が大きく、従って少しでも大きくなりだしたモードは他モードを抑制して自分だけがさらに大きくなるという性質があるためと考えられる。

また利得プロファイルを変化させることによって (5) 式 E (I) の成長係数である中括弧内の 3 つの項の和の大小がモード間で交代するとホッピングが起きることを見出した。この場合、実験でみられるようにモードのスキップやホッピングの履歴が見られた。

以上のように半導体レーザーにおけるモードの単一化やホッピングは非線形性によって他モードの出力が自己モードの成長係数の中に繰り込まれる形になっているために起る競合現象であって、この種の競合現象は生態系など他にも自然界のいろいろな領域で見られる現象である。

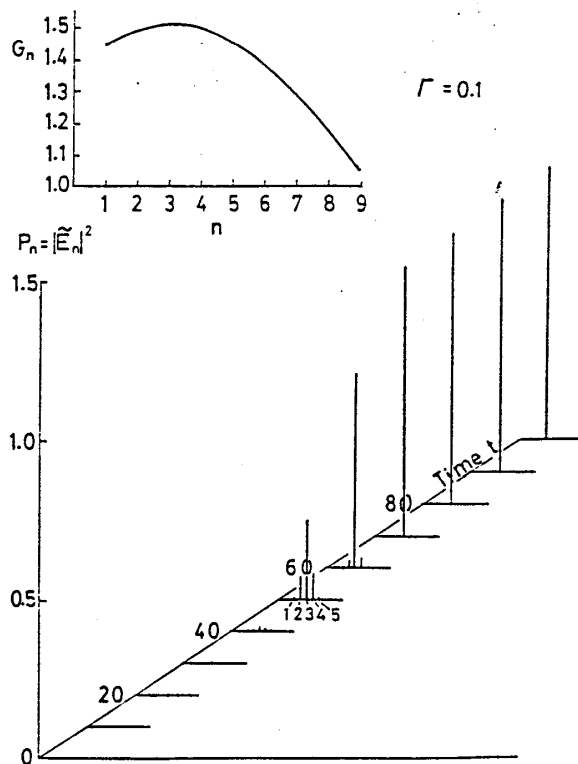


図 6 利得プロファイルと  
各モードの時間発展

#### 文 献

- 1) T. Kawakubo, H. Akabane and T. Tsuchiya: Proceedings of the 8th International Conference on Noise in Physical Systems (Rome, 1985) in press.
- 2) M. Nakamura, K. Aiki, N. Chinone, R. Ito and J. Umeda: J. A. P. 49 (1978) 4644.
- 3) H. Akabane, T. Tsuchiya, T. Kawakubo and H. Abe: J. J. A. P. 24 (1985) L501.